

ЭФФЕКТ РЕЗОНАНСНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ ПО ВОЗБУЖДЕННЫМ ПОДЗОНАМ И НОВЫЙ ТИП ЭЛЕКТРОПОЛЕВЫХ ДОМЕНОВ В ДЛИННОПЕРИОДНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

Ю.А.Митягин, В.Н.Мурзин, Ю.А.Ефимов, Г.К.Расулова

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 апреля 1997 г.

Зарегистрирован эффект последовательного резонансного туннелирования по возбужденным состояниям в сверхрешетке, сопровождающийся возникновением резонансных особенностей на вольт-амперных ветвях мультистабильности. Полученные данные свидетельствуют о сильно неравновесном распределении носителей заряда по подзонам с энергиями ниже уровня энергии оптического фонона и о формировании нового типа домена электрического поля, структура которого определяется резонансным туннелированием между возбужденными подзонами в соседних квантовых ямах.

PACS: 73.20.Dx, 73.40.Gk, 73.61.Ey

Известно [1], что резонансное туннелирование при поперечном транспорте в слабо связанных сверхрешетках (СР) приводит к нарушению однородности электрического поля и возникновению в СР областей с различной напряженностью электрического поля и различной резонансно-туннельной структурой (электрополевых доменов). Протекание тока через СР при этом обусловлено так называемым последовательным резонансным туннелированием, когда носители заряда из нижней подзоны размерного квантования в квантовой яме туннелируют в резонансно расположенную одну из верхних подзон в соседней квантовой яме с последующей быстрой релаксацией в нижнюю подзону в той же яме и вновь туннелированием в следующую квантовую яму. Поскольку в слабосвязанных сверхрешетках время релаксации (обусловленное прежде всего испусканием оптических фононов) существенно меньше, чем время туннелирования, заселенность верхних подзон мала и вкладом в ток процессов туннелирования из этих подзон обычно пренебрегают.

В настоящей работе представлены данные, свидетельствующие об обнаружении, наряду с туннелированием с нижней подзоны, резонансного туннелирования с возбужденных подзон размерного квантования. Эффект зарегистрирован в измерениях поперечного транспорта в длиннопериодных сверхрешетках с широкими квантовыми ямами и барьерами, в которых несколько подзон размерного квантования оказываются под уровнем энергии оптического фонона и времена межподзонной релаксации носителей заряда, определяемые рассеянием на примесях и акустических фононах, становятся соизмеримыми с временем туннелирования. Показано, что распределение носителей заряда в нижних подзонах в этой ситуации сильно отличается от равновесного. Полученные данные свидетельствуют о возникновении нового типа доменов, резонансно-туннельная структура которых определяется туннелированием между возбужденными подзонами размерного квантования в соседних квантовых ямах.

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии и представляли собой 30-периодные сверхрешетки GaAs/AlGaAs с шириной квантовых ям 350 Å и барьеров 120 Å, заключенные между двумя сильно легированными слоями *n*-GaAs ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Сверхрешетки специально не легировались и обладали остаточной концентрацией донорной примеси порядка $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Электрические измерения проводились на мезоструктурах с диаметром мез 600 мкм и Cr/Au-контактами, изготовленными вакуумным напылением. Измерения проводились при температурах 4.2 К.

Полученные в результате измерений поперечного транспорта вольт-амперные характеристики (ВАХ) имели характерный ступенчатый вид с несколькими плато и хорошо выраженной мелкой периодической структурой (пики отрицательной дифференциальной проводимости – ОДП), обусловленными формированием доменов электрического поля и скачкообразным перемещением доменной границы через последовательность квантовых ям в СР с увеличением (или уменьшением) величины приложенного к СР напряжения [2]. Каждый платообразный участок ВАХ соответствует формированию нового домена, в котором реализуется резонансное туннелирование в более высокое возбужденное состояние по сравнению с остальной частью сверхрешетки, обладающей резонансно-туннельной структурой домена более слабого электрического поля. Период мелких ОДП-осцилляций примерно равен энергетическому расстоянию между соответствующими возбужденными подзонами доменов сильного и слабого электрического поля, участвующими в резонансном туннелировании. Наблюдаемый токовый гистерезис (различие значений тока в зависимости от направления изменения величины напряжения на СР) обусловлен различием условий неустойчивости, определяющих процессы формирования и расформирования доменов электрического поля с ростом или уменьшением приложенного к СР напряжения [2].

Все эти особенности представлены на рис.1а, где приведен фрагмент измененных ВАХ, для области напряжений, относящихся к формированию домена (1–6) (соответствующего резонансному туннелированию из 1-й в 6-ю подзону размерного квантования в соседних квантовых ямах). Наряду с этими данными, на рис.1а показаны также обнаруженные токовые ветви, возникающие при перемене направления развертки напряжения внутри областей токового гистерезиса. Эти ветви (их число примерно равно $N - 1$, где N – число периодов СР) представляют собой устойчивые токовые состояния, определяемые изменением прозрачности барьера с ростом (или падением) напряжения на СР при фиксированном (локализованном в СР) положении доменной границы [3]. При более внимательном рассмотрении рис.1а можно заметить, что зарегистрированные токовые ветви мультистабильности имеют некоторую структуру, в том числе в форме дополнительных платообразных участков осцилляционного типа. Эта структура повторяется на всех ветвях. При одном и том же направлении развертки напряжения обнаруженные дополнительные платообразные участки характеризуются одной и той же величиной электрического тока на всех ветвях, которая оказывается заметно выше в случае прямого сканирования (увеличение напряжения), чем в случае обратного сканирования (уменьшение напряжения).

Для интерпретации результатов мы использовали кинетическую модель формирования электрополевых доменов в СР [2,4,5]. Введя для каждого периода СР среднюю величину электрического поля E_i ($E_i = u_i/d$, u_i – падение на-

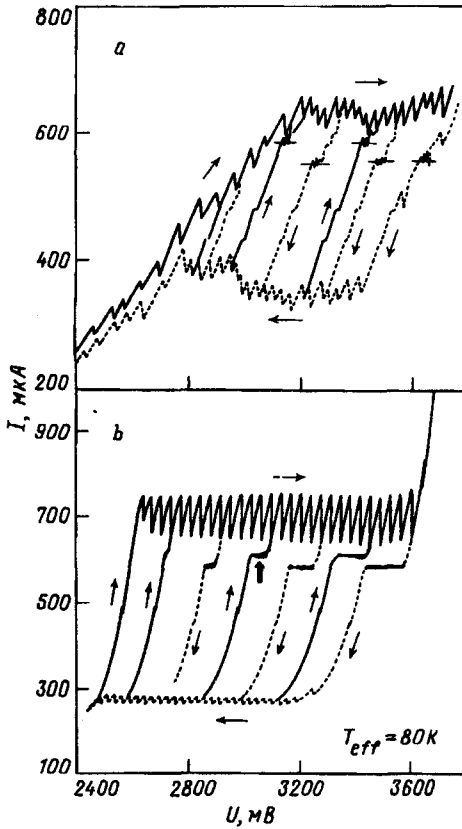


Рис.1. а) Измеренные ВАХ сверхрешеток GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As ($d_w = 350 \text{ \AA}$, $d_b = 120 \text{ \AA}$) в области напряжений, соответствующих формированию (1-6) доменов для прямого (сплошная кривая) и обратного (пунктирная кривая) направлений развертки напряжения на СР; б) рассчитанные ВАХ для тех же СР с учетом резонансного туннелирования с возбужденных подзон при $T_{eff} = 80 \text{ K}$

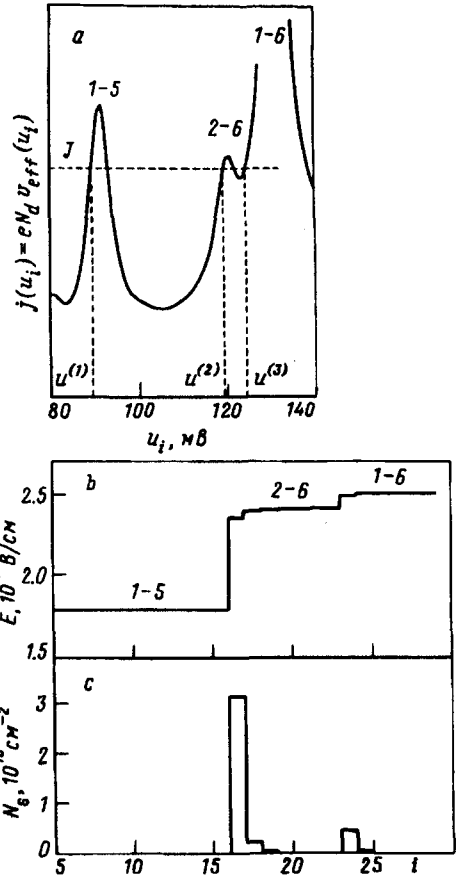


Рис.2. Фрагмент модельной функции дрейфовой скорости туннелирования $v_{eff}(u_i)$ (а), а также профили электрического поля (б) и распределения пространственного заряда (с), рассчитанные с учетом туннелирования с возбужденных подзон для значений тока J и напряжения U , отмеченных вертикальной жирной стрелкой на рис.1б

пряжения на i -том периоде СР) и плотность электронов в i -й яме n_i , можно написать следующие кинетические уравнения для плотности тока $J(U)$ и распределения концентрации носителей заряда n_i вдоль оси СР (i - номер ямы):

$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{1}{d} [n_{i-1}v(u_{i-1}) - n_i v(u_i)], \quad (1)$$

$$(u_i - u_{i-1}) = \frac{4\pi e d}{\epsilon} (n_i - N_d), \quad (2)$$

$$\sum_{i=0}^N u_i = U, \quad J = \frac{\epsilon}{4\pi d} \frac{du_i}{dt} + \frac{e}{d} n_i v(u_i), \quad (3)$$

где d – период СР, $v(u_i)$ – дрейфовая скорость туннелирования из i -той в $(i+1)$ -ую квантовую яму, U – приложенное к СР напряжение, N_d – концентрация донорной примеси (все доноры предполагаются ионизированными).

Численным решением уравнений (1)–(3) рассчитывались стационарные вольт-амперные характеристики, а также электронные плотности носителей заряда в ямах и профили электрического поля в СР. Параметры, входящие в уравнения, определялись с помощью сопоставления рассчитанных и измеренных ВАХ (смотри детали в [2]).

Эффекты туннелирования с возбужденных подзон не включены в уравнения (1)–(3). Для их учета мы ввели функцию распределения носителей по подзонам бальцмановского типа с некоторой эффективной температурой T_{eff} , которая рассматривалась далее в качестве параметра модели. В таком случае мы имеем те же уравнения (1)–(3) для n_i , $J(U)$ и E_i , рассматривая по-прежнему величину n_i как общую электронную плотность в i -той яме, но заменяя функцию дрейфовой скорости $v(u_i)$ эффективной функцией дрейфовой скорости:

$$v_{eff}(u_i) = A \left(v(u_i) + \sum_{k=2}^3 v \left(u_i - \frac{\Delta\epsilon_{1k}}{e} \right) \exp \left(-\frac{\Delta\epsilon_{1k}}{k_B T_{eff}} \right) \right), \quad (4)$$

где $\Delta\epsilon_{1k} = \epsilon_k - \epsilon_1$, $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ – энергии минимумов подзон, A – нормировочный коэффициент.

При достаточно высоких значениях электрического поля учет туннельных переходов из 2-ой и 3-ей подзон приводит, согласно (4), к появлению дополнительных пиков в функции $v_{eff}(u_i)$. На рис.2а приведен фрагмент функции $v_{eff}(u_i)$ для $T_{eff} = 80$ К в области значений u_i , соответствующих резонансному туннелированию между подзонами 1–5 и 1–6. Из рисунка видно, что возникновение достаточно выраженного дополнительного пика в $v_{eff}(u_i)$, обусловленного туннельными переходами $2 \rightarrow 6$, делает возможными 3 устойчивых значения u_i при одной и той же величине электрического тока, то есть становится возможным разбиение СР на три области с различными значениями напряженности электрического поля, соответствующими резонансам $1 \rightarrow 5$, $2 \rightarrow 6$ и $1 \rightarrow 6$. Результаты расчета значений напряженности электрического поля и пространственного профиля распределения плотности заряда, представленные на рис.2б,с, подтверждают сказанное. Появление пика, обусловленного $2 \rightarrow 6$ -переходами, приводит к расщеплению домена сильного электрического поля ($2 \rightarrow 6$) на две области, одна из которых характеризуется меньшей напряженностью электрического поля и резонансным туннелированием $2 \rightarrow 6$ -типа, а другая – большей напряженностью электрического поля и резонансным туннелированием $1 \rightarrow 6$ -типа. Новая доменная граница, формируемая дополнительным слоем пространственного заряда, также хорошо видна на рис.2б.

Результаты расчета ВАХ с учетом процессов туннелирования между возбужденными подзонами приведены на рис.1б. Хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных, в том числе в отношении обнаруженных дополнительных платообразных участков ВАХ с ОДП-структурой осцилляционного типа, позволяет сделать вывод о том, что в данной работе получено экспериментальное доказательство возникновения нового типа электрополевых доменов, структура которых определяется резонансным туннелированием из возбужденных подзон размерного квантования. Полученные данные свидетель-

ствуют о сильно неравновесном распределении носителей заряда в низших подзонах с энергиями, меньше энергии оптического фонона в длиннопериодных сверхрешетках в полях, соответствующих туннелированию в высшие подзоны. Сопоставление модельных расчетов с экспериментальными данными приводит к значениям эффективной температуры электронной подсистемы в СР в этих полях порядка 100 К, что вполне согласуется с результатами измерений излучения на межподзонных переходах в аналогичных сверхрешетках [6].

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (# 96-02-18593), Межотраслевой научно-технической программой "ФТНС" (# 1-012) и INTAS (# 93-1704).

-
1. L.Esaki and L.L.Chang, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 495 (1974).
 2. Ю.А.Мигягин, В.Н.Мурзин, *Письма в ЖЭТФ* **64**, 155 (1996).
 3. J.Kastrup, H.T.Grahn, K.Ploog et al., *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1808 (1994).
 4. F.Pregel, A.Wacker, and E.Scholl, *Phys. Rev.* **B50**, 1705 (1994).
 5. L.L.Bonilla, J.Galan, J.A.Guesta et al., *Phys. Rev.* **B50**, 8644 (1994).
 6. M.Helm, P.England, E.Colas et al., *Phys. Rev. Lett.* **63**, 74 (1989).